СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

Р2 - 6711

Б.З.Копелиович, И.К.Поташникова

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

МЕХАНИЗМ РЕАКЦИЙ $p+d \to t+\pi^+$ И pt -РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

1972

P2 - 6711

Б.З.Копелиович, И.К.Поташникова

МЕХАНИЗМ РЕАКЦИЙ $p+d \rightarrow t + \pi^+$ И pt -РАССЕЯНИЯ НАЗАД ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

I. РЕАКЦИЯ $p + d \to t + \pi^+$ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

1.1. Механизм Рудермана

Реакции

$$p + d \to t + \pi^+ \qquad /1.1/$$

$$p + d \to He^3 + \pi^0 \qquad /1.2/$$

в течение многих лет привлекали внимание экспериментаторов в связи с проверкой принципа зарядовой симметрии ядерных сил. Нас они будут интересовать с точки зрения механизма.

Первый расчет процесса /1.1/ был выполнен Рудерманом /1/ * в импульсном приближении. Считалось, что между налетающим и связанным протонами происходит реакция

$$p + p \to d + \pi^+, \qquad /1.3/$$

после чего рожденный дейтрон с нейтроном образуют ядро трития. Для сечений процессов /1.1/ и /1.3/ было установлено следующее соотношение:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \to t\pi^+) = \frac{1}{3v_{pd}}|f(\theta)|^2 \frac{E_t}{E_\pi + E_t}[v_{pp} \frac{E_\pi + E_d}{E_d} \frac{d\sigma}{d\Omega}(pp \to d\pi^+)]. \qquad /1.4/$$

---

* Авторы благодарны О.В.Савченко, указавшему им на эту работу и экспериментальные данные по реакциям /1.1/ и /1.2/.

Здесь

$$f(\theta) = \int \Psi_d(\vec{r}) \exp(i\vec{\Delta}\vec{r}) \frac{\Psi_t(\vec{r},0)}{\Psi_d(0)} d^3 r , \qquad /1.5/$$

$\Psi(\vec{r})$ и $\Psi(\vec{\rho},\vec{r})$ - волновые функции дейтрона и трития; $\vec{r}$ и $\vec{\rho}$ - относительные расстояния между n , p и их центром тяжести и третьим нуклоном:

$$\Delta = \frac{1}{2}k - \frac{1}{3}q , \qquad /1.6/$$

k и q - импульсы протона и π-мезона в с.ц.м.

Путем введения ядерного кора Блюдману /2/ удалось получить хорошее согласие формулы /1.4/ с экспериментальными данными при энергии протонов 341 Мэв в широкой области углов. Позже, однако, выяснилось /3,4/ , что с ростом кинетической энергии налетающих протонов расчетное сечение падает слишком быстро и уже при энергии ≈700 Мэв значительно ниже экспериментальных данных.

Авторы работы /5/ повторили вывод формулы /1.4/ более аккуратно, получив некоторое отличие в кинематических множителях, а также в способе экстраполяции сечения реакций /1.3/ по массам виртуальных частиц /об этом см. ниже/. Путем выбора более реалистических волновых функций Ψ_d и Ψ_t им удалось улучшить согласие с экспериментальными данными в области малых углов вылета π -мезона, однако, в области больших углов расхождение осталось значительным.

Для того чтобы понять причины этого расхождения, рассмотрим диаграмму, изображенную на рис. 1, которая соответствует обсуждаемому механизму. Амплитуда, отвечающая этой диаграмме, имеет вид :

$$A = \int \bar{V}(h)\, \Gamma_t^*(q^2) \frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_5 \gamma_\mu \frac{\hat{n} + M_N}{n^2 - M_N^2} \Gamma_d(Q^2) \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_\nu e_\nu(d) \times \qquad /1.7/$$

$$\times \frac{\hat{p}' - M_N}{p'^2 - M_N^2} \hat{R}_\lambda U(p) \frac{g_{\mu\lambda} - d'_\mu d'_\lambda / M_d^2}{d'^2 - M_d^2} \frac{d^4 Q}{(2\pi)^4} .$$

Здесь $V(h)$, $e(d)$ и $U(p)$ - волновые функции t , d и p .

$$Q = \frac{1}{2}(p' - n) , \qquad /1.8/$$

$$q = \frac{M_N d' - M_d n}{M_N + M_d} = Q + \Delta , \qquad /1.9/$$

$$\Delta = \frac{1}{3}(p - \frac{d}{2} - k) . \qquad /1.10/$$

Импульсы частиц обозначены в соответствии с обозначениями на рис. 1.

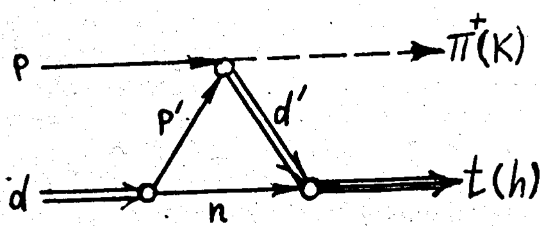


Рис. 1

$\Gamma_t(q^2)$ и $\Gamma_d(Q^2)$ - вершинные функции развала ядер t и d .

$$R = \bar{U}^c(p') \hat{R}_\lambda U(p) e_{\lambda'}(d') . \qquad /1.11/$$

При больших Q подынтегральное выражение в /1.7/ мало благодаря наличию вершинных функций и пропагаторов. Из-за того, что аргументы вершинных функций сдвинуты на Δ, область сходимости интеграла /1.7/ $Q_{max} \gtrsim \Delta$.

Если Δ мало, то амплитуду реакции /1.3/ и ряд других членов в /1.7/ можно считать слабо меняющимися в области сходимости и вынести за знак интеграла.

$$A = \bar{V}(h) \frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_5 \gamma_\mu (\hat{n} + M_N) \frac{1}{\sqrt{2}} \gamma_\nu e_\nu(d)(\hat{p}' - M_N) \hat{R}_\lambda U(p) (g_{\mu\lambda} - \frac{d'_\mu d'_\lambda}{M_d^2}) J . \qquad /1.12/$$

Здесь обозначено

$$J = \int \frac{d^4 Q}{(2\pi)^4} \frac{\Gamma_t^*(q^2) \Gamma_d(Q^2)}{(n^2 - M_N^2)(p'^2 - M_N^2)(d'^2 - M_d^2)} . \qquad /1.13/$$

J содержит под интегралом две вершинные функции, аргументы которых сдвинуты на Δ. Поэтому с ростом Δ J быстро падает. Этими причинами объясняется малая величина J при высокой энергии налетающих протонов в области больших углов вылета π-мезонов /область максимальных Δ /.

Получим из /1.12/ формулу /1.4/. При этом станут ясны дополнительные предположения, которые нужно сделать.

Преобразуем выражение /1.13/ для J в системе покоя дейтрона, пренебрегая в знаменателе членами второго порядка по Q_0 и энергиям связи /это можно сделать, если кинетическая энергия трития мала по сравнению с его массой/.

$$p'^2 - M_N^2 = M_d Q_0 - (\vec{Q}^2 + M_N \epsilon_d)$$

$$d'^2 - M_d^2 = 2 M_d q_0 - (\vec{q}^2 + \frac{8}{3} M_N \epsilon_t)$$

$$n^2 - M_N^2 = - M_d Q_0 - (\vec{Q}^2 + M_N \epsilon_d)$$

или

$$n^2 - M_N^2 = - M_d q_0 - (\vec{q}^2 + \frac{2}{3} M_N \epsilon_t) .$$

Здесь

$$\epsilon_d = 2M_N - M_d ,$$

$$\epsilon_t = M_N + M_d - M_t .$$

Пользуясь этими соотношениями, выполняем в /1.13/ интегрирование по Q_0 и получаем

$$J = \frac{i}{12M_N} \int \frac{d^3Q}{(2\pi)^3} \frac{\Gamma_d(Q^2)\Gamma_t^*(q^2)}{(\vec{Q}^2 + M_N\epsilon_d)(\vec{q}^2 + \frac{4}{3}M_N\epsilon_t)} . \qquad /1.14/$$

Выразив вершины в одночастичной модели ядра через волновые функции /7/

$$\Gamma(q^2) = \sqrt{2M_d}\,(\vec{q}^2/2m + \epsilon)\,\Psi(q) , \qquad /1.15/$$

где m - приведенная масса продуктов распада, имеем из /1.15/ и /1.9/

$$J = \frac{i}{4M_N^2} \int \Psi_d(\vec{r})\Psi_t^*(\vec{r}) \exp(-i\vec{\Delta}\vec{r})\, d^3r . \qquad /1.16/$$

Если для Γ_t воспользоваться выражением, полученным Бланкенбеклером, Гольдбергером и Хальперном /8/, то

$$J = \frac{i}{4M_N^2} \int \Psi_d(\vec{r})\Psi_d(\vec{r}')\Psi_t(\vec{r}', \vec{r}) \exp(-i\vec{\Delta}\vec{r})\, d^3r\, d^3r' . \qquad /1.17/$$

Для того чтобы /1.16/ или /1.17/ привести к форме /1.5/, достаточно предположить, что $\Psi_t(r_i)$ допускает факторизацию в координатах Якоби. Однако мотивировка этого, основанная на утверждении о том, что виртуальный дейтрон характеризуется малым относительным расстоянием между нуклонами /1.5/, неверна, как видно из проделанных вычислений.

Возвращаясь к выражению /1.12/, пренебрегаем в нем сходом с массовой поверхности виртуальных частиц. Это относится как к экстраполяции амплитуды реакции /1.3/ по массам p и d, так и к спиновой структуре процесса. После этого получаем

$$\sum_{spin} |A|^2 = 16 M_N^3 M_t |J|^2 \sum_{spin} |R|^2 .$$

Откуда

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{с.ц.м.}} (pd \to t\pi^+) = \frac{M_t}{3M_N} \frac{s_{pp}}{s_{pd}} \frac{k_{\pi t}\, k_{pp}}{k_{pd}\, k_{\pi d}} |4M_N^2 J|^2 \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{с.ц.м.}} (pp \to d\pi^+) .$$

Здесь s - и k -квадрат полной энергии и импульс соответствующих пар частиц в их с.ц.м.

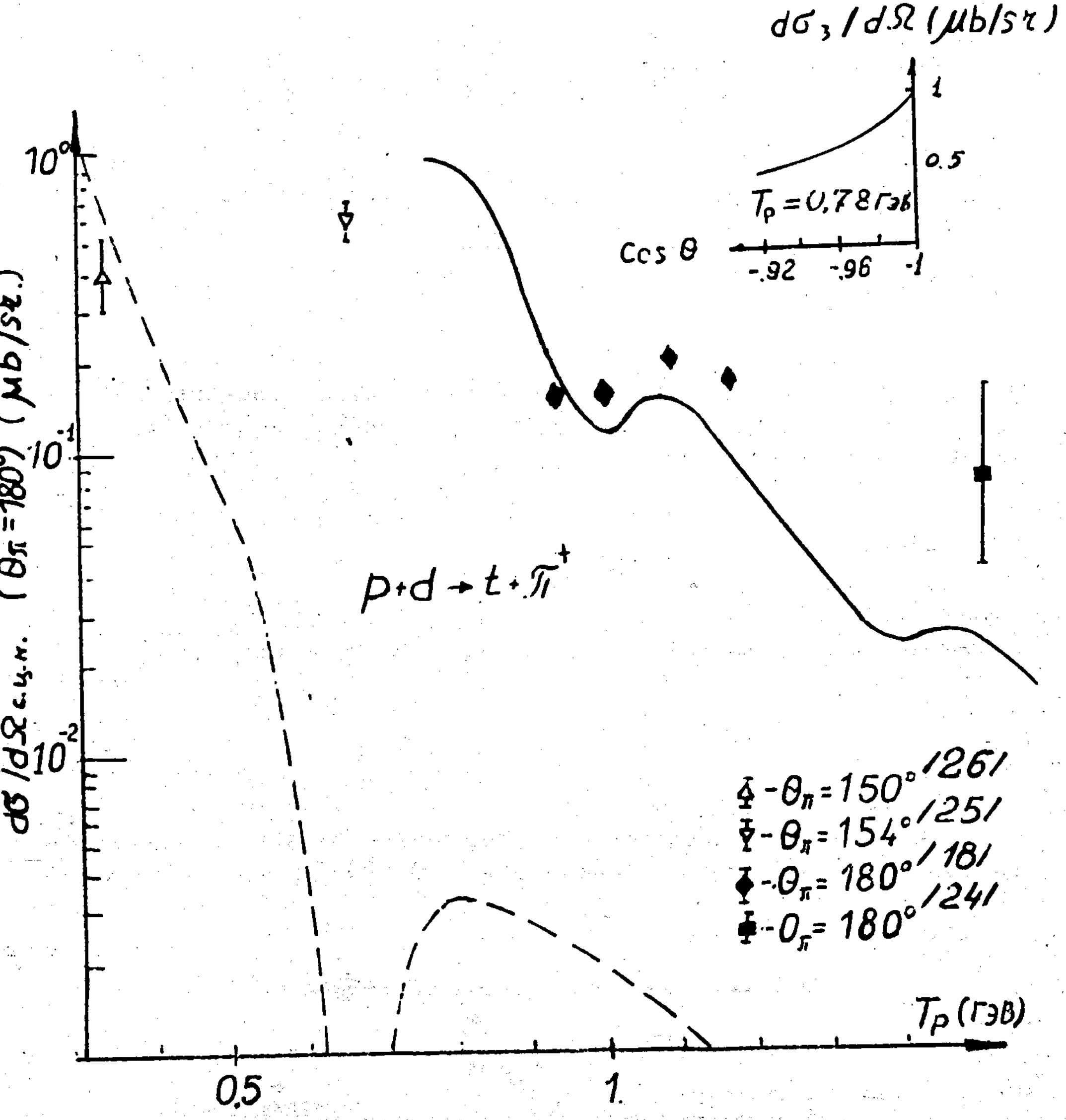
При подстановке сечения реакции /1.3/ в /1.18/ имеется некоторый произвол. Не определены как импульс виртуального протона, который может меняться в пределах области сходимости интеграла /1.7/, так и способ экстраполяции сечения по массам виртуальных частиц. В /1/ сечение подставлялось при $k_{pp} = k_{pd}$ и фиксированном угле рассеяния. В /5/ при экстраполяции сечения фиксировались импульсы частиц. Причем p' выбиралось минимальным при данных p и k.

Дифференциальное сечение процесса /1.1/, вычисленное по формулам /1.16/ и /1.18/ для угла вылета π -мезонов 18O$^\circ$, показано на рис. 2 пунктирной линией. При расчете были использованы S-волновая часть функции Мак-Ги /9/ для дейтрона и гауссовская форма для трития /10/. Сечение реакции /1.3/ подставлялось при s_{pp} и угле рассеяния, соответствующим виртуальному процессу на диаграмме на рис. 1 при $Q = 0$.

1.2. *Механизм однопионного обмена*

В литературе известен так называемый механизм однопионного обмена, который был использован при расчетах сечений реакции /1.3/ /11/* и упругого pd -рассеяния назад /13, 14, 12/ и дал хо-

* См. также ссылки в /12/



dσ₃ / dΩ (μb/sr)
1
0.5
Tp = 0,78 ГэВ
cos θ
-.92
-.96
-1
10⁰
10⁻¹
10⁻²
dσ/dΩ с.ц.м. (θπ = 180°) (μb/sr)
p+d → t+π⁺
-θπ = 150° /26/
-θπ = 154° /25/
-θπ = 180° /18/
-θπ = 180° /24/
Tp (ГэВ)
0,5
1.

Рис. 2

рошие результаты. Рассмотрим вклад аналогичного механизма в сечение реакций /1.1/ и /1.2/. Соответствующая диаграмма изображена на рис. 3. Отвечающая ей амплитуда имеет вид

$$A = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \bar{V}(h)\, \Gamma^*_t(q^2) \frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_5 \gamma_\mu \frac{\hat{n} + M_N}{n^2 - M_N^2} \gamma_5 \sqrt{2}\, G \times \qquad /1.19/$$

$$\times \frac{F(k'^2)}{k'^2 - \mu^2} U(p) \frac{(g_{\mu\nu} - d'_\mu d'_\nu / M_d^2)}{d'^2 - M_d^2} T_{\nu\lambda} e_\lambda .$$

Здесь помимо обозначений, используемых в /1.7/, введены следующие: G - константа связи π–N ; $G^2/4\pi = 14,7$; $F(k'^2)$- формфактор Феррари-Селлери /15/

$$F(k'^2) = \left(1 + \frac{\mu^2 - k'^2}{60\mu^2}\right)^{-1},$$

учитывающий сход π -мезона с массовой поверхности;

$$T = e^*_\nu T_{\nu\lambda} e_\lambda \qquad /1.20/$$

- амплитуда πd -рассеяния.

Обозначения 4-импульсов частиц соответствуют обозначениям на рис. 3. Поскольку интеграл по q в /1.19/ быстро сходится за

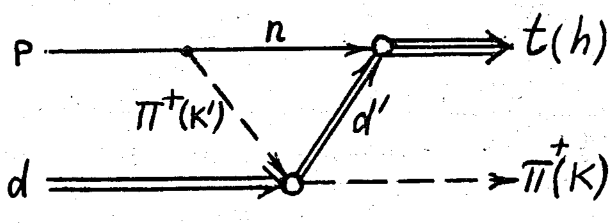


Рис. 3

счет вершины $\Gamma_t(q^2)$ и пропагаторов частиц, медленно меняющиеся функции можно вынести за знак интеграла, положив в них $q = 0$ /будем считать, что $T_{\nu\lambda}$ удовлетворяет этому требованию/. После преобразования получаем

$$A = \sqrt{\frac{2}{3}}\, G F(k'^2)(g_{\mu\nu} - d'_\mu d'_\nu / M_d^2) T_{\nu\lambda} e_\lambda \times$$

$$\times \bar{V}(h) \gamma_\mu (\hat{n} - M_N) U(p) \cdot I, \qquad /1.21/$$

где

$$I = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\Gamma_t^*(q^2)}{(n^2 - M_N^2)(d'^2 - M_d^2)(k'^2 - \mu^2)}. \qquad /1.22/$$

Поскольку полюс в подынтегральном выражении, обусловленный пропагатором π-мезона, находится далеко от области сходимости интеграла, то $(k'^2 - \mu^2)^{-1}$ можно вынести за знак интеграла; получаем

$$I = \frac{\kappa}{k'^2 - \mu^2},$$

где

$$\kappa = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \frac{\Gamma_t^*(q^2)}{(n^2 - M_N^2)(d'^2 - M_d^2)}. \qquad /1.23/$$

Пренебрегаем в Γ_t^* внемассовыми эффектами и воспользуемся формулой /1.15/ и нерелятивистской волновой функцией трития. Это можно сделать при быстрой сходимости интеграла. После этого

κ легко вычисляется. Если ограничиться S-волной для Ψ_t и использовать гауссовское распределение, то получим $\kappa \approx 4{,}1.10^{-3}$.

Можно не делать предположений относительно поведения $\Gamma_t(q^2)$ вне массовой поверхности, заменив его другим /12/. Для этого запишем для I дисперсионное соотношение без вычитаний по t, где $t = (k - d)^2$.

Ближайшей особенностью I является аномальный порог при $t_a \approx M_d^2 + 3\mu(\mu + 2\sqrt{\frac{\epsilon_t}{3}})$. Ввиду его близости к физической области пренебрегаем вкладом от нормального разреза и получим

$$I(t) \approx \frac{1}{\pi} \int_{t_a}^{t_H} \frac{Jm\, I(t')}{t' - t}\, dt\,, \qquad /1.24/$$

где $t_H = (\mu + M_d)^2$ - положение нормального порога.

$Jm\, I(t')$ находится по правилу Каткоского /16/

$$Jm\, I(t) = \frac{1}{4\pi} \int d^4 q\, \Gamma_t\, \delta(n^2 - M_N^2)\, \delta(d'^2 - M_d^2)\, \delta(k'^2 - \mu^2)\, \theta(n_0)\, \theta(d'_0)\, \theta(k'_0)\,. \qquad /1.25/$$

Вершина входит сюда при $q = 0$ и не нужно знать ее поведение вне массовой поверхности.

Вычисляя интеграл в /1.25/, получаем /16/

$$Jm\, I(t) = \frac{1}{8} [(M_t^2 + M_N^2 - t)^2 - 4M_N^2 M_t^2]^{-1/2}.$$

Подстановка в /1.24/ дает $\kappa \approx 5{,}4.10^{-3}$, что несколько больше значения, полученного выше.

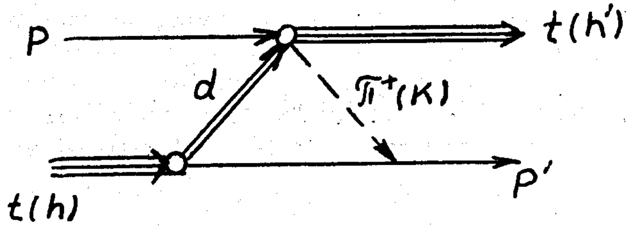
С ростом энергии, при удалении от аномального порога величина I падает не так быстро как J в предыдущем разделе. Это связано с тем, что основная часть переданного импульса переносится π-мезоном ввиду слабой зависимости $F(k'^2)$. Поэтому в интеграле существенны малые q и $\Gamma_t(q^2)$ не вносит дополнительной малости.

При $q=0$ промежуточные протон и дейтрон находятся на массовой поверхности. Поэтому из /1.20/ и /1.21/ получаем

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(pd \to t\pi) = 8\,\frac{k_{\pi t}}{k_{pd}}\,\frac{s_{\pi d}}{s_{pd}}\left|\frac{GFIM_N}{k'^2-\mu^2}\right|^2 k'^2\,\frac{d\sigma}{d\Omega}(\pi d \to d\pi). \qquad /1.26/$$

На рис. 2 сплошной линией показана энергетическая зависимость дифференциального сечения реакции /1.1/ для π-мезонов, вылетающих назад в с.ц.м. Сечение процесса πd -рассеяния назад подставлялось при фиксированных $s_{\pi d}$ и $\theta_{\pi d}$ - угле рассеяния * .

а)



б)

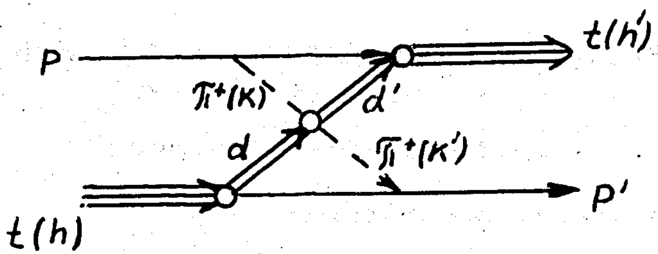


Рис. 4

---

* Здесь опять имеется произвол. Можно, например, фиксировать $s_{\pi d}$ и $t_{\pi d}$. Однако аналогичные расчеты для упругого pd -рассеяния на большие углы /12/ показывают, что при этом согласие с экспериментом хуже.

Экспериментальные данные взяты из работы /17/ при $\cos\theta_{\pi d}=-0{,}998$. Энергетическая область, в которой были получены эти данные, ограничивает энергии, для которых может быть произведен расчет. Видно, что в районе $T_p = 1{,}1$ Гэв кривая образует пик. Имеющиеся экспериментальные данные * не противоречат этому.

На том же рисунке показана угловая зависимость, рассчитанная по формуле /1.26/. Сечение реакции πd-рассеяния подставлялось при $\theta_{\pi d}$, связанном следующим образом с θ-углом вылета π-мезонов в реакции /1.1/ .

$$\cos\theta_{\pi d} = \frac{1}{2k_{\pi d}k'_{\pi d}}\left(M_d^2+k'^2-2\sqrt{(k'^2_{\pi d}+M_d^2)(k^2_{\pi d}+k'^2)}-u\right), \qquad /1.27/$$

где

$$k^2_{\pi d} = \frac{(s_{\pi d}-M_d^2-k'^2)^2-4M_d^2k'^2}{4s_{\pi d}}. \qquad /1.28/$$

II. РАССЕЯНИЕ И ПЕРЕЗАРЯДКА ПРОТОНОВ НАЗАД НА ЯДРАХ He^3 И t

2.1. Изотопические амплитуды

Рассмотрим следующие реакции

$$p + He^3 \to He^3 + p\,, \qquad /2.1/$$

$$p + t \to He^3 + n\,, \qquad /2.2/$$

$$p + t \to t + p\,. \qquad /2.3/$$

---

* Данные при T_p = 0,93 - 1,17 Гэв получены из спектров, измеренных в работе /18/, и приводятся без ошибок.

Соответствующие им амплитуды обозначим через A_1, A_2 и A_3. Будем классифицировать также амплитуды по изотопическому спину в t -канале. Амплитуды, отвечающие изоскалярному и изовекторному обмену, обозначим через A_s и A_v. Ясно, что можем записать соотношения

$$A_1 = A_s + A_v , \qquad /2.4/$$

$$A_2 = A_s - A_v , \qquad /2.5/$$

$$A_3 = 2A_v . \qquad /2.6/$$

Для того чтобы выяснить соотношение между вкладами изотопических амплитуд, можно измерять сумму сечений реакций /2.1/ и /2.2/, не содержащую интерференции, и сечение реакции /2.3/. Удобны для этого реакции квазиупругого выбивания протонами фрагментов He^3 и t из изоскалярных ядер. В предположении, что в этих процессах доминирующим является вклад полюсной диаграммы / и пренебрегая электромагнитными поправками/, можно считать, что выходы ядер He^3 и t соотносятся следующим образом:

$$\frac{N_{He^3}}{N_t} = \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_3} = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{\sigma_s}{\sigma_v}\right) . \qquad /2.7/$$

Здесь обозначения сечений соответствуют обозначениям амплитуд.

Расчет амплитуды A_s в полюсном приближении проводился авторами в /19/. Обсуждаемый здесь однопионный механизм дает вклад в A_v.

2.2. Изовекторный обмен

Рассмотрим диаграмму для реакции /2.3/, изображенную на рис. 4а. Одна из вершин этой диаграммы содержит амплитуду реакции /1.1/. Если эта реакция осуществляется за счет механизма однопионного обмена, то рассматриваемую диаграмму можно представить в виде, изображенном на рис. 4б. Как указывалось в разделе 1.2, диаграмма на рис. 4а имеет аномальный порог близко к физической области рассеяния и слабо зависит от переданного импульса. Поэтому можно ожидать большое сечение.

Аналогичная диаграмма имеется для процесса pd-рассеяния назад. Там она в значительной степени пересекается с полюсной диаграммой из-за нуклонного полюса в амплитуде реакции /1.3/. По этой причине в амплитуде процесса их нельзя складывать и на эксперименте нельзя отделить одну от другой.

Для реакций /2.1/-/2.3/ ситуация проще. Полюсная диаграмма и диаграмма на рис. 4а не пересекаются, так как отвечают разным величинам изотопического спина в t-канале. Зная из опыта σ_1, σ_2, σ_3, их легко отделить.

Запишем вклад в изовекторную амплитуду диаграммы на рис. 4а.

$$A_\nu = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^4} \bar{U}(p') G \frac{F(k^2)}{k^2-\mu^2} \frac{\hat{n}+M_N}{n^2-M_N^2} \Gamma_t(q^2) \frac{1}{\sqrt{3}} \gamma_5 \gamma_\mu V(h) \times$$

$$\times \frac{(g_{\mu\nu} - d_\mu d_\nu / M_d^2)}{d^2 - M_d^2} \bar{V}(h') \hat{A}_\nu U(p) \qquad /2.8/$$

Здесь использованы обозначения, введенные ранее и указанные на рис. 4а. Кроме того

$$A = \bar{V}(h') \hat{A}_\nu U(p) e_\nu \qquad /2.9/$$

- амплитуда реакции / 1.1/.

Дальнейшие расчеты производятся аналогично тому, как это делается для диаграммы на рис. 3 в разделе 1.2.

В результате получаем для σ_3

$$\frac{d\sigma_3}{d\Omega}_{\text{с.ц.м.}} = 8k^2 \left| \frac{G F(k^2) I M_N}{k^2-\mu^2} \right|^2 \frac{s_{pd}}{s_{pt}} \frac{k_{pd}}{k_{pt}} \frac{d\sigma}{d\Omega}_{\text{с.ц.м.}} (pd \to t\pi). \qquad /2.10/$$

Здесь все величины вычисляются при $q = 0$ и экстраполяция амплитуды реакции /1/ по массе π-мезона производится при фиксированных s_{pd} и θ. На рис. 5 приведены результаты расчета. Сплошная кривая получена с использованием результатов раздела 1.2 непосредственно по диаграмме на рис. 4б. При этом сечение реакции /1.1/ было отнормировано по экспериментальным данным при $T_p = 1{,}08$ Гэв, что дало $\kappa = 6{,}6.10^{-3}$. С этим значением κ было вычислено также сечение реакции /2.3/ при $T_p = 670$ Мэв, $\theta = 160^\circ$ по экспериментальным данным для реакции /1.1/ при той же энергии и $\theta = 154^\circ$. Результат показан на рис. 5. Если использовать данные для сечения реакции /2.1/ при $T_p = 665$ Мэв и $\theta = 169^\circ$ /27/, то из изотопических соотношений /2.4/-/2.6/ можно получить границы для отношения $\frac{N_{He^3}}{N_t}$ в /2.7/

$$4{,}5 \pm 1{,}33 \leq N_{He^3}/N_t \leq 12{,}1 \pm 2{,}3. \qquad /2.11/$$

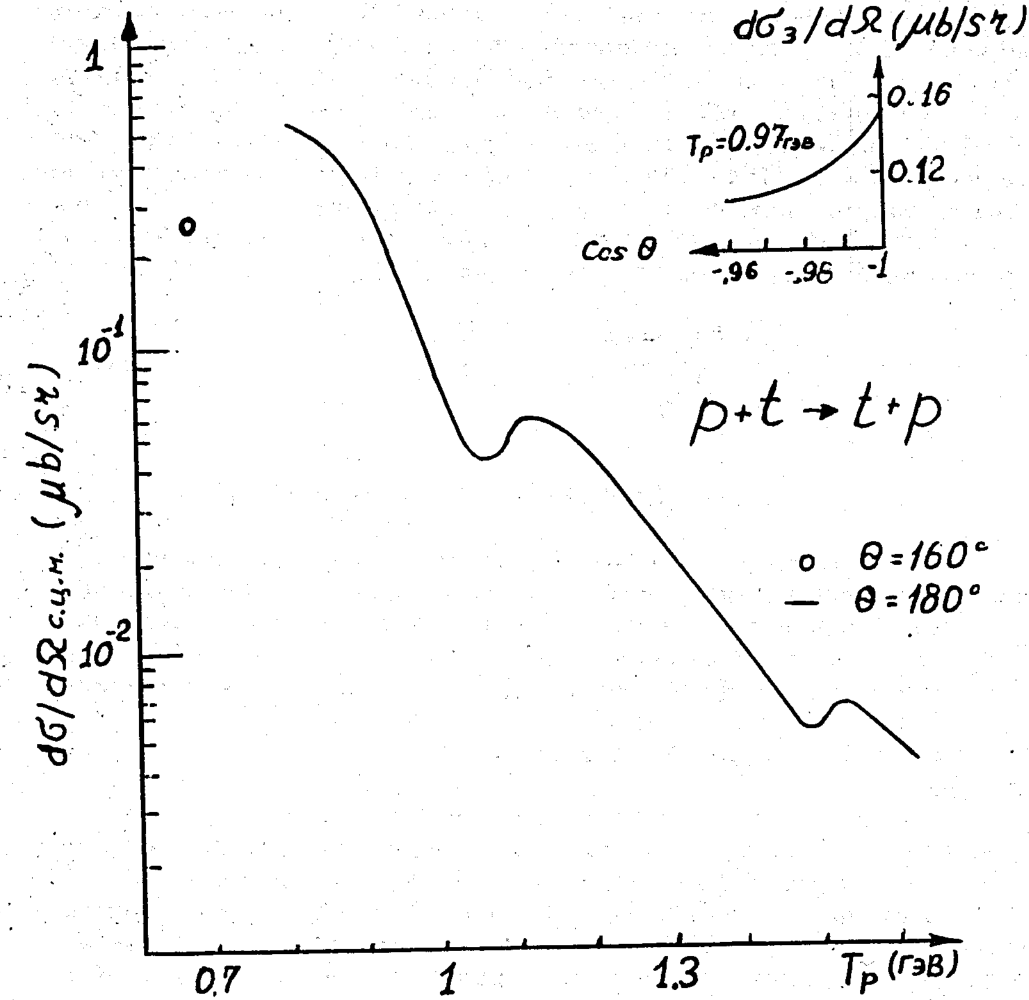
III. ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ

Вычисление треугольных диаграмм содержит ряд неточностей, вызванных или плохим знанием волновых ядерных функций и внемассовых поправок или ограничением в дисперсионном интеграле областью аномального разреза. Поэтому сравнение с экспериментальными данными можно производить лишь по порядку величины.

Расчет энергетической и угловой зависимостей сечения не содержит этих неопределенностей, поэтому такое сравнение более критично.

Следует заметить только, что при интегрировании по контуру происходит усреднение амплитуды реакции, входящей в одну из вершин диаграммы, по области энергий и углов, соответствующей области сходимости интеграла. Поскольку этим усреднением пренебрегалось и амплитуда выносилась из-под интеграла, то можно ожидать, что пики или провалы, предсказанные таким способом, в действительности окажутся "размазанными". Такая ситуация действительно имеет место в расчетах сечения реакций /1.3/ /12/ и pd-рассеяния назад /20/.

Другой возможностью избавиться от неопределенностей в вычислении интеграла I является расчет поляризационных



1
10^{-1}
10^{-2}
$d\sigma/d\Omega_{с.ц.м.}$ ($\mu b/sr$)
0.7
1
1.3
T_p (гэВ)
$d\sigma_3/d\Omega$ ($\mu b/sr$)
0.16
0.12
T_p=0.97гэв
Cos θ
-,96
-,98
-1
$p+t \to t+p$
o θ=160°
— θ=180°

Рис. 5

эффектов. Так как l входит в амплитуду в виде общего множителя, то из поляризационных параметров он выпадает. Кроме того поляризационные предсказания часто не зависят от способа экстраполяции виртуальной амплитуды.

3.1 πd-рассеяние

Выразим поляризационные параметры πd-рассеяния через феноменологическую амплитуду /1.2О/. Для этого воспользуемся поляризационной матрицей плотности для спина 1/21/.

$$P_{\mu\nu} = \frac{1}{3} \rho_{\mu\nu} + \frac{i}{2} \epsilon_{\mu\nu\sigma\lambda} \frac{d_\sigma}{M_d} S^{1,1}_{\lambda} - \frac{1}{3} S^{1,2}_{\mu\nu} . \qquad /3.1/$$

Здесь $\rho_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{d_\mu d_\nu}{M_d^2}$; $S^{1,1}_{\lambda}$ и $S^{1,2}_{\mu\nu}$ определены в /21/. Для вектора поляризации и тензора квадрупольного момента выбрана общепринятая нормировка /отличная от /21//. Они являются средними значениями вектора s_i и тензора $3\{s_i s_j\} - \delta_{ij} s^2$, где $s_{i,\alpha\beta} = -i e_{i\alpha\beta}$ - оператор спина.

Из /1.2О/ получаем

$$|T|^2 \approx \frac{1}{3} T_{\mu\nu} T^*_{\nu'\mu'} \rho_{\mu\mu'} \rho_{\nu\nu'} + \frac{i}{2} T_{\mu\nu} T^*_{\mu'\nu'} \rho_{\nu\nu'} \epsilon_{\mu\mu'\sigma\lambda} \frac{d_\sigma}{M_d} S^{1,1}_{\lambda} - \qquad /3.2/$$

$$- \frac{1}{3} T_{\mu\nu} T^*_{\nu'\mu'} \rho_{\nu\nu'} S^{1,2}_{\mu\mu'} .$$

Используя PT-инвариантность и формулу /4О/ из работы /22/, получаем из /3.2/, что неполяризованный в начальном состоянии дейтрон после рассеяния приобретает нормальную к плоскости реакции поляризацию величины

$$P^{\circ} = \frac{Jm\, T_{\mu\nu}\, T^{*}_{\nu'\mu'}\, \rho_{\nu\nu'}}{T_{\mu\nu}\, T^{*}_{\nu'\mu'}\, \rho_{\mu\mu'}\, \rho_{\nu\nu'}}\, \epsilon_{\mu\mu'\sigma i} \frac{d_{\sigma}}{M_d} n_i \,, \qquad /3.3/$$

где $\vec{n} = [\vec{d} \times \vec{d}'] \,/\, |[\vec{d} \times \vec{d}']|$.

Кроме того у дейтронов появляется квадрупольная поляризация

$$D^{\circ}_{\pi d} = D_{ij}\, n_i n_j = \frac{3\, T_{i\nu}\, T^{*}_{\nu' j}\, \rho_{\nu\nu'}\, n_i n_j}{T_{\mu\nu}\, T^{*}_{\nu'\mu'}\, \rho_{\nu\nu'}\, \rho_{\mu\mu'}} \,. \qquad /3.4/$$

Параметр асимметрии для πd-рассеяния $A^{\circ}_{\pi d}$ определяется как асимметрия рассеяния на полностью поляризованной нормально к плоскости реакции мишени. В этом случае в /3.2/ следует положить:

$$S^{1,1}_{0} = 0\,; \qquad S^{1,1}_{i} = n_i \,,$$

$$S^{2,1}_{\mu\nu} = -\frac{3}{2} S^{1,1}_{\mu} S^{1,1}_{\nu} - \frac{1}{2} \rho_{\mu\nu} \,.$$

Тогда из /3.2/ - /3.4/ нетрудно получить

$$A^{\circ} = \frac{P^{\circ}_{\pi d}}{1 + \frac{1}{3} D^{\circ}_{\pi d}} \,. \qquad /3.5/$$

В отличие от случая спина 1/2 здесь нет равенства параметров асимметрии и поляризации *.

---

* Утверждение о том, что для спина 1 $A^{\circ} = 3/2 P^{\circ}$, содержащееся в /22/, является следствием выбранного авторами этой работы определения параметра A°, отличного от общепринятого.

Если же рассеяние происходит на дейтронах, у которых поляризация равна $P \cdot \vec{n}$, а квадруполяризация $D_{ij} = D\left(\frac{3}{2} n_i n_j - \frac{1}{2}\delta_{ij}\right)$, то возникающая асимметрия ϵ равна

$$\epsilon = \frac{3PP^{\circ}_{\pi d}}{2 + D(1 + D^{\circ}_{\pi d})} . \qquad /3.6/$$

3.2. *Реакция* $p + d \to t + \pi^{+}$

Предсказания механизма Рудермана просто вытекают из диаграммы на рис. 1. Асимметрия сечения рассеяния в опыте с поляризованными протонами должна быть такая же, как в реакции /1.3/ и не должна меняться при замене θ на $\pi - \theta$ *.

Такая же асимметрия, но с другим знаком, возникает при рассеянии на поляризованных дейтронах. Легко показать, что вкладом квадрупольной поляризации дейтронов можно пренебречь, так как он пропорционален Q^2, которое считается малым.

Рассчитаем теперь поляризационные эффекты в реакции /1.1/ для механизма однопионного обмена.

Из формулы /1.21/ и из диаграммы на рнс. 3 легко увндеть, что асимметрия, возникающая в сечении реакцни /1.1/ на поляризованной дейтериевой мишени, равна асимметрии в упругом πd -рассеянии и дается формулой /3.6/. При этом углы рассеяния в том и другом процессе для обеспечения этого равенства связаны соотношениями /1.25/ - /1.26/.

Пусть теперь падающне протоны поляризованы вдоль нормали к плоскости реакцин. В этом случае из /1.21/ при $q = 0$ получаем, просуммировав по спинам других частиц,

$$|A|^2 \approx T_{\mu\nu} T^*_{\nu'\mu'} \rho_{\nu\nu'} \left(\rho_{\mu\mu'} + i\epsilon_{\mu\mu'\sigma i} \frac{d'}{M} n_i\right) \qquad /3.7/$$

---

* Параметры, определяющие асимметрию поляризации относительно $\theta = \frac{\pi}{2}$ в реакции /1.3/, пренебрежимо малы /23/.

Отсюда и из /3.3/ видно, что асимметрия рассеяния равна поляризации дейтронов отдачи в πd-рассеянии.

Следовательно, асимметрии в опытах с поляризованными протонами и поляризованными дейтронами при одинаковой степени поляризации не равны друг другу. Если квадруполяризация дейтронов равна нулю, то из /3.6/ следует, что они связаны коэффициентом 3/2.

Таким образом, предсказания двух моделей для поляризационных эффектов в реакции /1.1/ существенно отличаются.

3.3. pt -рассеяние назад

Прежде всего отметим, что при виртуальном распаде ядра трития на n и d на диаграммах 4а и 4б квадруполяризация возникающих дейтронов пренебрежимо мала, так как она пропорциональна квадрату относительного импульса n и d. Поэтому при рассеянии на поляризованной тритиевой мишени в сечении возникает такая же асимметрия как и при πd -рассеянии или в реакции /1.1/ на дейтронах с поляризацией, в 2/3 раза меньшей, и квадруполяризацией, равной нулю. Такая же асимметрия, но с обратным знаком возникает в случае, когда поляризованы падающие протоны. Заметим, что этим свойством обладают все реакции рассеяния назад на ядрах, в которых доминирует однопионный механизм.

Авторы благодарны Л.И.Лапидусу за внимание к работе и полезные замечания, а также В.И.Комарову и О.В. Савченко за интересное обсуждение.

Литература

1. M.Ruderman. Phys.Rev., 87, 383, 1952.
2. S.A.Bludman. Phys.Rev., 94, 1722, 1954.
3. Ю.К.Акимов, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 41, 708, 1961.
4. N.E.Booth. Phys.Rev., 132, 2305, 1963.
5. C.H.Q.Ingram, N.W.Tanner, J.J.Domingo, J.Rohlin, Nucl.Phys., B31, 331, 1971.

6. R.Karplus, M.Sommerfield, E.H.Wichmann. Phys.Rev., 111, 1187, 1958.
7. И.С.Шапиро. ЖЭТФ, 43, 1068, 1962.
8. R.Blankenbleсler, M.L.Goldberger, F.R.Halpern. Nucl.Phys., 12, 629, 1959.
9. I.J.McGee. Phys.Rev., 151, 772, 1966.
10. L.I.Schiff. Phys.Rev., 133, B802, 1964.
11. T.Yao. Phys.Rev., 134B, 454, 1964.
12. J.W.Barry. Chicago University preprint EF171-43.
13. N.C.Craigie, C.Wilkin. Nucl.Phys., B14, 477, 1969.
14. V.M.Kolibasov, N.I.Smorodinskaja. Phys.Lett., 37B, 272, 1972.
15. E.Ferrari, F.Selleri, Phys.Rev.Lett., 7, 387,1961.
16. R.E.Cutkosky. J.Math.Phys., 1, 429, 1960.
17. L.S.Schroeder et al. Phys.Rev.Lett., 27, 1813,1971.
18. J.Banaigs et al. Nucl.Phys., B28, 509, 1971.
19. Б.З.Копелиович, И.К.Поташникова. ЯФ, 13, 1032, 1971.
20. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, Г.П.Решетников, О.В.Савченко, ЯФ, 16, 234, 1972.
21. Б.З.Копелиович. ЯФ, 12, 1286, 1970.
22. M.G.Albrow, M.Borghini, B.Bosnjakovic et al. Phys.Lett., 35B, 247, 1971.
23. Yu.K.Akimov, O.V.Savchenko, L.M.Soroko. Nucl. Phys., 8, 637, 1968.
24. A.C.Melissinos. Phys.Rev., 159, 1210, 1967.
25. Ю.К.Акимов, В.И.Комаров, К.С.Мариш, О.В.Савченко, Л.М.Сороко. ЖЭТФ, 40, 1532, 1961.
26. W.Frank, K.Bandtel et al. Phys.Rev., 94, 1716, 1954.
27. В.И.Комаров, Г.Е.Косарев, О.В.Савченко. ЯФ, 11, 711, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 сентября 1972 года.